

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

ПРОЕКТ КОМПТОНОВСКОГО ИСТОЧНИКА ФОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ДО 2500 МэВ НА ИСТОЧНИКЕ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СКИФ

© 2021 г. В. В. Каминский^{a, b, *}, О. И. Мешков^{a, b}, Н. Ю. Мучной^{a, b}

^aИнститут ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, проспект Академика
Лаврентьева 11, Новосибирск, 630090 Россия

^bНовосибирский государственный университет, ул. Пирогова 1, Новосибирск, 630090 Россия

*E-mail: V.V.Kaminskiy@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 09.06.2021 г.

После доработки 16.06.2021 г.

Принята к публикации 13.08.2021 г.

В данном документе описывается проект источника фотонов с энергий до 2500 МэВ для экспериментов в области фотоядерных реакций, нелинейной квантовой электродинамики, калибровки электромагнитных детекторов и других применений на строящемся источнике синхротронного излучения СКИФ. Поток поляризованных фотонов с интенсивностью 10^6 – 10^8 Гц (в полном спектре) образуется с помощью рассеяния на электронном пучке накопительного кольца лазерного излучения видимого, УФ и ИК диапазона, а также собственного синхротронного излучения пучка (с интенсивностью 15 кГц). Возможна монохроматизация спектра с помощью коллимации потока фотонов и/или мечения по энергии электронов отдачи. В качестве первой серии экспериментов предлагается исследование сечения фотоделения ядер актинидов в диапазоне энергий гамма-квантов сотен МэВ, для которого с 1980-х годов известно о расхождении экспериментальных и теоретических значений.

Ключевые слова: обратное комптоновское рассеяние, накопитель электронов, фотоядерные реакции

DOI: 10.56304/S2079562920060317

1. ВВЕДЕНИЕ

Синхротрон СКИФ [1] — строящийся в Новосибирске специализированный источник синхротронного излучения (СИ) поколения “4+”. Этот накопитель электронов синхротрон обладает рядом параметров, которые позволяют использовать его как эффективный источник комптоновских фотонов: энергия пучка электронов в удобном диапазоне, рекордно малый эмиттанс, следовательно, малый угловой разброс, достаточно высокий средний ток пучка (некоторые параметры приведены в табл. 1). В настоящее время только шведский источник СИ MAX-IV обладает подобными характеристиками. В этом доку-

менте обсуждается возможность создания комптоновского источника на СКИФ и его параметры.

1.1 Обратное комптоновское рассеяние

Обратное комптоновское рассеяние (ОКР) — неупругое столкновение монохроматического фотона низкой энергии ($\omega_0 \ll m$) со встречным ультрарелятивистским электроном ($E_0/m \gg 1$) (обозначения на рис. 1а). При нулевом угле рассеяния θ_γ энергия фотона ω максимальна, соответственно, энергия E электрона отдачи минимальна:

Таблица 1. Параметры СКИФ

Энергия пучка, ГэВ	3	Частота обращения, кГц	629.63
Периметр, м	476.14	Число сгустков	567
Горизонтальный эмиттанс, пм рад	75–100	Время между сгустками, нс	2.8 (84 см)
Средний ток пучка электронов, мА	400		

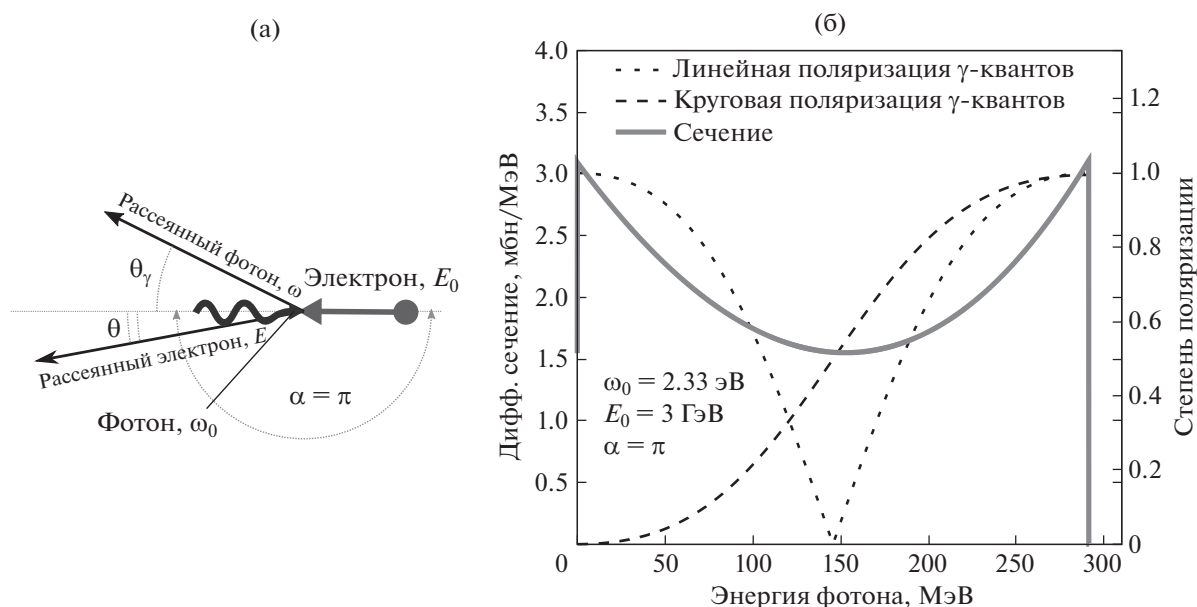


Рис. 1. (а) Кинематика обратного комптоновского рассеяния. (б) Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния и поляризации рассеянного фотона (при 100% поляризациях начального фотона).

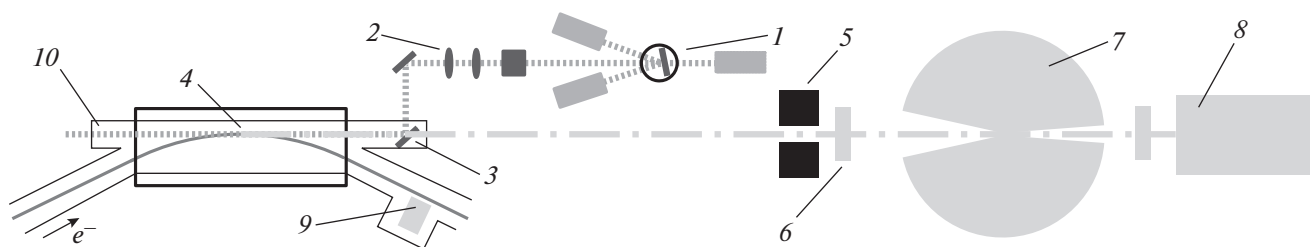


Рис. 2. Схема комптоновского источника на накопителе электронов СКИФ. Оптические пути и размеры не в масштабе.

$$\omega_{\max} = \frac{E_0 \kappa}{1 + \kappa} \approx 4\gamma^2 \omega_0, \quad E_{\min} = E_0 - \omega_{\max} = \frac{E_0}{1 + \kappa}, \quad (1)$$

$$\kappa = \frac{4\omega_0 E_0}{m^2} \sin^2(\alpha/2),$$

где m — энергия покоя электрона ($c = 1$), α — угол встречи, для лобовой встречи $\alpha = \pi$. Энергетический спектр рассеянных фотонов (см. рис. 1б) представляет собой почти плато с очень узким краем, спектр электронов зеркально-симметричен, так как $E = E_0 - \omega$. При рассеянии поляризованного излучения поляризация рассеянных фотонов сохраняется при максимальной энергии (см. рис. 1б). Взаимосвязь энергии и угла рассеянного фотона однозначна:

$$\alpha(\theta_\gamma) \simeq \frac{\omega_{\max}}{1 + (\theta_\gamma/\theta_c)^2}, \quad \text{и} \quad \theta_\gamma = \theta_c \sqrt{\frac{\omega_{\max}}{\omega} - 1}, \quad (2)$$

$$\theta_c = \frac{m}{E_0} \sqrt{1 + \frac{4E_0 \omega_0}{m^2}} \approx \frac{1}{\gamma}.$$

Обратное комптоновское рассеяние в ускорителях-накопителях электронов находит широкое применение при исследовании фотоядерных реакций. Большим преимуществом по сравнению, например, с тормозным излучением является большая доля высоких энергий в спектре фотонов. Используя однозначное соответствие энергий фотона и электрона отдачи и однозначную зависимость энергии от угла можно выделить достаточно узкие полосы в энергии. Все это приводит к улучшению качества и упрощению анализа результатов измерений характеристик взаимодействия фотонов с атомными ядрами. Высокая степень поляризации рассеянных фотонов открывает широкие возможности по поляризационно-зависимым исследованиям фотоядерных процессов.

2. КОМПТОНОВСКАЯ УСТАНОВКА НА НАКОПИТЕЛЬНОМ КОЛЬЦЕ СКИФ

Устройство предлагаемой комптоновской установки (см. рис. 2) довольно стандартное, подобным

образом были устроены эксперименты на коллайдере ВЭПП-4М [2] (см. также раздел об этих экспериментах ниже). Одним из принципов проектирования установки стала максимальная универсальность и гибкость, чтобы обеспечить множество возможных применений и возможностей для развития.

Излучение лазеров (1 на рис. 2) нескольких длин волн (поочередно) направляется через систему фокусирующей и, возможно, поляризационной оптики (2), в систему ввода излучения в вакуумную камеру накопителя (3), где испытывает лобовое столкновение со встречным пучком электронов. Рассеянные из точки встречи (4) комптоновские фотоны выводятся наружу через то же самое зеркало, через которое вводится лазерное излучение, проходя, при необходимости, через коллиматоры (5), в экспериментальный зал. Перед входом в систему мишеней и детекторов нуклонов/осколков ядер (7) поток фильтруется от заряженных частиц с помощью вето-счетчиков и/или магнитов (6). В конце пути комптоновских фотонов расположен электромагнитный калориметр (8) с вето-счетчиками, отсекающими заряженные частицы, для определения числа не взаимодействовавших с мишенями гамма-квантов, что важно при определении абсолютных значений сечений процессов. Электроны отдачи отклоняются поворотными магнитами от равновесного пучка и попадают во встроенную в накопитель систему мечения (9). Также для диагностики лазерного излучения, для возможной реализации оптического резонатора внутри вакуумной камеры и прочих применений, в вакуумной камере напротив узла ввода лазерного излучения должен быть фланец с прозрачным окном (10).

Так как частота следования сгустков электронов в СКИФ довольно большая — 353 МГц, а множественность комптоновских фотонов за сгусток не должна быть большой, нужно применять лазеры, которые способны работать на той же частоте и тактироваться от сигнала оборотов пучка с субнаносекундной точностью, что может потребовать специально построенную для этого лазерную систему. Более целесообразным представляется консервативное решение — непрерывные лазеры достаточной мощности. В настоящее время (2021 год) достаточно мощными (>2 Вт) и надежными представляются углекислотные ($\lambda = 10.6$ мкм) и лазеры на кристаллах Nd:YAG и Nd:YLF ($\lambda = 1064, 532, 266$ нм или 1053, 527, 263 нм для гармоник 1, 2 и 4 соответственно). Соответствующие максимальные энергии комптоновских фотонов (при лобовой встрече): 16, 153, 291, 530 МэВ.

2.1. Поток комптоновских фотонов

Точка взаимодействия выбрана в стандартном мягком диполе суперпериода СКИФ, хотя это не окончательное решение. С одной стороны, успешный опыт ВЭПП-2000 [3] показывает, что комптоновское рассеяние в поворотном магните не отличается принципиально от случая прямолинейного промежутка (кроме особенностей спектра комптоновских фотонов). С другой стороны, конструкция стандартных магнитов позволяет выводить наружу синхротронное излучение для станций пользователей, поэтому доработка магнитов будет минимальна, а инфраструктура будет очень похожа на стандартные каналы вывода СИ.

Число актов комптоновского рассеяния в единицу времени рассчитывалось по формуле, аналогичной светимости коллайдера из первых принципов:

$$\begin{aligned} \dot{N} &= \sigma_c \mathcal{L} = \sigma_c \int_{-\infty}^{\infty} \int 2\rho_e(x, z, s) \rho_\gamma(x, z, s) dx dz ds = \\ &= \sigma_c \frac{N_e N_b f_e n_\gamma}{\pi} \times \\ &\times \int_{s_{\min}}^{s_{\max}} \frac{\exp \left[-\frac{x_0^2}{2(\sigma_x^2 + \sigma_l^2)} - \frac{z_0^2}{2(\sigma_z^2 + \sigma_l^2)} \right]}{\sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_l^2} \sqrt{\sigma_z^2 + \sigma_l^2}} ds, \end{aligned} \quad (3)$$

где σ_c — сечение комптоновского рассеяния (для указанных лазеров 550–660 мБн); N_e , N_b , f_e — число электронов в сгустке, число сгустков и частота обращения; $n_\gamma = \partial N_\gamma / \partial s = P\lambda / (hc^2)$ — линейная плотность лазерных фотонов; $\sigma_x(s)$, $\sigma_z(s)$ — поперечные размеры электронного пучка; $\sigma_l(s) = \sigma_0 \sqrt{1 + s^2 / Z_R^2}$ — поперечный размер лазерного пучка (σ_0 — размер перетяжки, $Z_R = 4\sigma_0^2 / \lambda$ — рэлеевская длина); $x_0(s)$, $z_0(s)$ определяют отличную от прямой, соосной лазерному пучку, орбиту пучка электронов (включая поворот в поперечном магнитном поле); интегрирование ведется по промежутку встречи внутри поворотного магнита. Длина области встречи оценивалась как показано на рис. 3б: при радиусе электронного пучка 10 мкм получилось 3.6 см. Можно показать, что когда в эту область укладывается больше, чем 4 рэлеевские длины, то светимость больше 70% от максимально возможной. Такая ситуация соответствовала бы радиусу лазерной перетяжки порядка 20 мкм (для длины волны 527 нм), что требовало бы расстояние от последней линзы до точки встречи меньше 7 м, это может быть технически сложно. Поэтому в качестве первой оценки был взят легко достижимый размер лазерной перетяжки 100 мкм: расчет показывает 5.4 МГц комптоновских событий на каждый

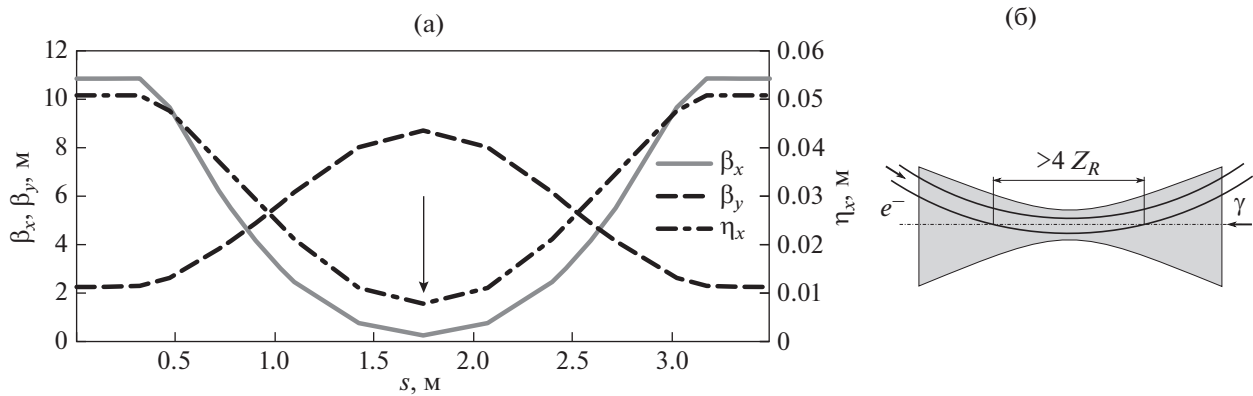


Рис. 3. (а) Структурные вблизи мягкого магнита суперпериода СКИФ; стрелкой обозначен центр области пересечения лазерного и электронного пучка. (б) Схема области пересечения лазерного и электронного пучков.

ватт лазерной мощности при рабочих параметрах СКИФ.

Энергетический аксептанс СКИФ составляет 2.6%, поэтому обратно в равновесный пучок могут попасть только часть электронов отдачи (с $E > E_0 - 78$ МэВ), если не использовать углекислотные лазеры. Поэтому, чтобы не понижать существенно время жизни пучка (примерно 1 ч), поток комптоновских фотонов не должен быть слишком интенсивным. По возможностям системы инжекции представляется целесообразной максимальной интенсивность порядка 200–300 МГц. Дальнейшая разработка этого проекта предполагает оптимизацию как точки встречи, так и лазерно-оптической системы.

2.2. Получение фотонов с энергией до 2500 МэВ

Можно существенно расширить диапазон энергий комптоновских фотонов если использовать в качестве источника начальных фотонов собственное синхротронное излучение электронного пучка, так, чтобы импульсы СИ попадали в последующие сгустки. Для этого надо разместить впереди от выбранного места генерации ОКР на расстоянии, кратном 42 см (половина расстояния между сгустками) фокусирующее зеркало. В настоящее время освоены технологии изготовления отражающих по нормали до 70% многослойных интерференционных зеркал в области экстремального УФ и мягкого рентгеновского излучения, например, на основе бериллия [4].

Для дальнейших оценок взяты следующие параметры реального зеркала: $\lambda = 11.3$ нм с шириной полосы 0.34 нм и коэффициентом отражения 70%. В этом диапазоне длин волн излучается $7.2 \cdot 10^{13}$ фотонов СИ в секунду, то есть, после отражения в один сгусток попадает 2.49 пДж. После рассеяния максимальная энергия фотона составляет 2467 МэВ (!). Преобразуя формулу (3) для случая импульсного лазера получаем следующую

оценку потока комптоновских фотонов: 15 кГц при фокусировке СИ точно в размер электронного пучка. Чтобы получать более интенсивные потоки, можно применять более коротковолновые (ближе к максимуму спектра, до 1.3 нм) и более широкополосные зеркала, для чего имеются предпосылки [4], и с другой стороны, организовать оптический (ЭУФ в данном случае) резонатор внутри вакуумной камеры в промежутке генерации ОКР. В принципе, с более длинноволновыми и более эффективными УФ-зеркалами можно получить и другие энергии ниже 2.5 ГэВ с достаточной интенсивностью.

На рис. 4 изображены скорости счета комптоновских фотонов для разных источников первичного излучения по результатам расчетов выше.

2.3. Коллимирование комптоновских фотонов

Так как взаимосвязь энергии и угла рассеяния фотона однозначная, с помощью коллиматоров можно выделить рассеянные фотоны в узкой полосе по энергии. Ширина границ этой полосы, определяется угловым, координатным разбросом начальных электронов и длиной места встречи. Пусть на расстоянии L от места встречи находится абсолютно поглощающий круглый коллиматор диаметром D , ограничивающий угол $\theta_{\text{кол}} = D/L$, соответствующий необходимой “энергии отсечки” $\omega_{\text{кол}}$ (см. уравнения (2)). Координатный и угловой разброс начальных электронов дают дополнительные углы (в лабораторной системе отсчета) $\Theta_x = \sqrt{\epsilon\beta_x + (\eta_x\Delta E)^2}/L$ и $\Theta_x' = \sqrt{\epsilon_x(1 + \alpha_x^2)}/\beta_x$, соответственно. Длина области встречи Δs дает дополнительный угол $\Theta_s = \Delta s/(2L\gamma)$. Эти три угла квадратично складываются в угол Θ и приводят к тому, что фотоны с максимальным углом рассеяния (относительно направления движения начального электрона) $\theta_{\text{кол}} + \Theta$, а значит, с энергией ниже $\omega_{\text{кол}}$ проходят через коллиматор, а фо-

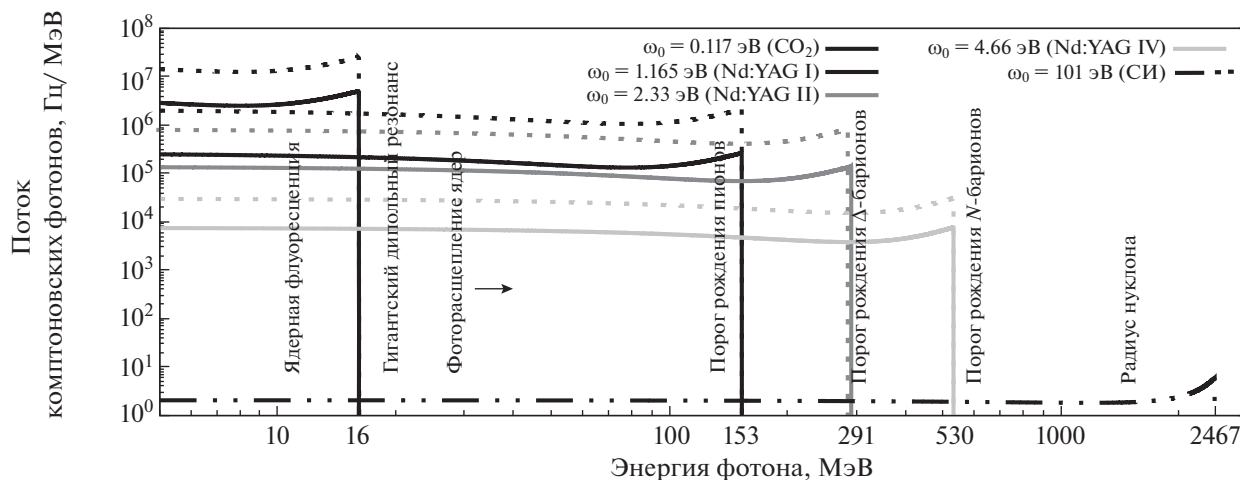


Рис. 4. Расчетные потоки комптоновских фотонов для разных источников первичных фотонов, консервативная оценка, без учета возвращения электронов отдачи в равновесный пучок. Сплошные линии — при минимальных (гарантированных) мощностях доступных источников первичного излучения, штриховые — оценки максимальных.

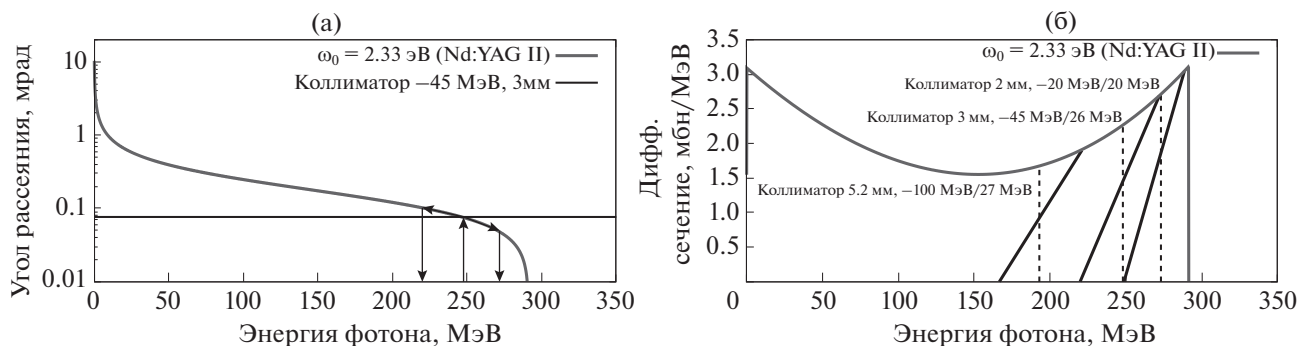


Рис. 5. Схема коллимации комптоновских фотонов: (а) дополнительные углы на зависимости энергия—угол; (б) соответствующий им спектр энергий.

тоны с минимальным углом рассеяния $\theta_{\text{кол}}$ — Θ и энергией выше $\omega_{\text{кол}}$ не проходят через коллиматор. Схематически это изображено на рис. 5. Рассуждения можно распространить и на вертикальные углы, но они существенно меньше. Таким образом, например, при рассеянии лазера с длиной волны 527 нм для коллиматора диаметром 2 мм на расстоянии $D = 20$ м, настроенного на энергию -20 МэВ от максимальной, получается дополнительный угол $\Theta = 30$ мкрад (при $1/\gamma = 179$ мкрад), ширина “переходной области” по энергии составляет 7% (спектр показан на рис. 5а) и ослабление потока в 15 раз. Для сравнения, на ускорителе с большим эмиттансом, как ВЭПП-4М ($E_0 = 1800$ МэВ, $\epsilon_x = 25$ нм рад, $\omega_0 = 2.33$ эВ, $D = 4$ мм, $L = 18$ м) $\Theta = 310$ мкрад (при $1/\gamma = 284$ мкрад), ширина “переходной области” больше 100%, и ослабление потока в 15 раз. Таким образом, малый эмиттанс позволяет получить существенно более монохроматичные фотоны по-

сле коллимирования. Для более точного результата необходимо провести моделирование методом Монте-Карло.

2.4 Мечение фотонов по энергии

Так как $E + \omega = E_0$, то при известной энергии электронного пучка E_0 , измерив энергию электрона отдачи, можно найти энергию комптоновского фотона (пометить фотон по энергии электрона отдачи). В условиях СКИФ лучшим способом измерить энергию электрона в диапазоне единиц гигаэлектронвольт представляется магнитный спектрометр, встроенный в магнитную структуру ускорителя, то есть, без существенной модификации магнитной структуры. Система мечения представляет собой однокоординатный детектор, устойчивый к радиации, размещенный в вакуумной камере в следующих магнитах после места встречи. Оптимальным местом размещения детектора в первом приближении является точка с

максимальной разностью горизонтальной дисперсионной функции η_x относительно области встречи, например, в квадрупольных линзах того же периода (если выбрана область встречи внутри мягкого диполя). Здесь максимальное отклонение электронов отдачи от равновесного пучка, например, 4 мм для лазера с длиной волны 527 нм. В первом приближении разрешение системы мечения составит примерно 60 мкм по координате (диаметр пучка электронов отдачи с заданной энергией) или 4.7 МэВ по энергии фотона. В указанных условиях необходимое координатное разрешение детектора представляется умеренным, порядка 20–50 мкм, однако из-за высокой частоты следования сгустков на время считывания накладываются довольно жесткие условия. Более точные параметры системы мечения можно получить с помощью Монте-Карло моделирования.

3. ПОИСК ЗАДАЧ

3.1. Комптоновские установки в мире

На данный момент уже проведено и проводится большое количество экспериментов по фотоядерным реакциям с использованием комптоновских фотонов. Для планируемого источника гамма-квантов на накопителе СКИФ необходимо выбрать перспективную нишу по параметрам комптоновских фотонов (энергия, интенсивность, поляризация).

С одной стороны, в области низких энергий гамма-квантов (до 30 МэВ), фотоядерные реакции исследованы очень подробно еще на тормозном излучении, а в настоящее время в этой области работают такие мощные установки как HiγS (США). Здесь на синхротроне Дьюковского университета ($E_0 = 0.25\text{--}1.1$ ГэВ) [5] пучки фотонов с энергией до 160 МэВ получают с помощью УФ лазера на свободных электронах. Энергетический акцептанс синхротрона составляет 5%, за счет чего электроны отдачи от гамма-квантов до 20 МэВ остаются в синхротроне, и поэтому достигается интенсивность до $\sim 10^9$ Гц, а при энергии выше 20 МэВ интенсивность достигает $\sim 10^8$ Гц.

С другой стороны, существуют установки в диапазоне высоких энергий (>1 ГэВ), такие как LEPs (и LEPs2) [6] на источнике СИ SPring-8 (Япония), где получают потоки гамма-квантов с энергиями до 2.4 ГэВ (при энергии синхротрона 8 ГэВ) и интенсивностями до $\sim 10^7$ Гц с применением ультрафиолетовых лазеров.

В то же время в средней области энергий работали и продолжают работать такие установки как GRAAL (ESRF, Франция) [7] и LEGS (BNL, США) [8] с энергиями гамма-квантов 110–

450 МэВ и 550–1500 МэВ, соответственно, и интенсивностями порядка мегагерц.

Таким образом, производительность предлагаемого комптоновского источника, скорее всего, не может конкурировать с установками типа HiγS на низкой энергии, но и область высоких энергий >1 ГэВ также практически закрыта. Однако при рекуперации лазерного или синхротронного излучения в резонаторе представляется возможным расширить возможности установки и в эти диапазоны. Тогда остается средний диапазон энергий и интенсивностей, где есть конкуренты, но нет очевидного преимущества по интенсивности. Уникальным преимуществом здесь может быть малая расходимость фотонного пучка, что хорошо для пространственного разрешения и при монохроматизации пучка. Преимуществом может быть малая множественность фотонов за счет большого числа сгустков в синхротроне и взаимодействия лазерного излучения со всеми сгустками.

В последнее время возрос интерес к закрученным лазерным пучкам (пучкам с угловым моментом >1). Если рассеивать такие фотоны на электроном пучке, то, как и в случае с круговой или линейной поляризацией, они должны сохранять свой момент после рассеяния. Угловой разброс электронного пучка должен уменьшать “степень закрученности” комптоновских фотонов. В случае же СКИФ, его малая величина, вероятно, позволит впервые в мире получать и использовать закрученные комптоновские фотоны, например, для точечного возбуждения ядерных уровней или рождают адроны с соответствующими моментами/спинами.

3.2 Комптоновские эксперименты на ВЭПП-4М

В 1980–1990-х годах на коллайдере ВЭПП-4 (и ВЭПП-4М, после модернизации) в новосибирском Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН (ранее СО АН СССР) была проведена серия экспериментов с обратным комптоновским рассеянием. Для этой цели была построена установка РОКК-1 и ее модернизированная версия РОКК-1М [2], включающие в себя лазерно-оптическую систему, коллиматоры и детекторы для регистрации продуктов реакций. В разное время в качестве источника начальных фотонов использовались различные импульсные лазеры с длиной волны 1064 и 458–532 нм и средней мощностью до 10 Вт. Среди экспериментов были, например, определение сечений фотodelения ядер Bi, Pb, Au, Pt, W, Ta, V, Ti, Al [9, 10], расщепление фотона в полях ядер [11] и дельбрюкское рассеяние [12], а также тестирование и калибровка различных электромагнитных детекторов [13, 14].

Среди фотоядерных реакций, исследованных на ВЭПП-4, следует отметить исследование фотodelения ^{238}U и ^{237}Np гамма-квантами с энерги-

ями 150–700 МэВ [15]. Выяснилось (в подтверждение более ранних исследований), что полное сечение фотоделения ^{237}Np в области нуклонных резонансов (при энергии фотона >150 МэВ) на 60% превышает “универсальное” сечение фотопоглощения, рассчитанное как сумма сечений рождения π -мезона на всех нуклонах ядра, в то время как ранее считалось, что аналогичное сечение ^{238}U совпадает с “универсальным” сечением. После этих экспериментов были проведены и более точные [16, 17], которые подтвердили и расширили эти результаты, но концепция “универсальности” была пересмотрена: полное сечение фотоделения только на 80% объясняется “универсальным” процессом возбуждения ядра при фоторождении пионов. По-видимому, оставшаяся доля сечения может объясняться и другими механизмами, например, рождением в поле ядра электрон-позитронных пар, о чем упоминалось в указанной статье [15].

Таким образом, проблема фотоделения актинидов все еще остается не решенной до конца задачей. Исходя из выше сказанного, предлагаемый источник комптоновских фотонов может успешно решить эту задачу за счет улучшения ситуации с наложением событий (множественности фотонов за сгусток), большей интенсивности потока, существенно лучшей монохроматизацией и новым детектором.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предлагается создать на строящемся накопителе СКИФ универсальный и гибкий источник комптоновских фотонов в диапазоне энергий $\omega_{\text{max}} = 16\text{--}530$ МэВ для экспериментов в области фотоядерных реакций, нелинейной квантовой электродинамики, калибровки электромагнитных детекторов и других применений. В качестве источников начальных фотонов предполагается использовать излучение мощных непрерывных лазеров излучения видимого, УФ и ИК диапазона, с которыми интенсивность потока рассеянных фотонов составит $10^6\text{--}10^8$ Гц (в полном спектре). Уникальные параметры СКИФ позволят получить качественную монохроматизацию спектра комптоновских фотонов (с помощью коллимирования), малый угловой разброс, малую множественность событий. Рассматривается также монохроматизация с помощью системы мечения. С использованием собственного синхротронного излучения пучка можно существенно расширить диапазон энергий фотонов — до 2500 МэВ. В дальнейшем с установкой оптического резонатора внутри вакуумной камеры возможно

получить достаточную интенсивность в этом диапазоне, а также повысить интенсивность и в остальных диапазонах.

В качестве первой серии экспериментов предлагается исследование полного сечения фотоделения ядер актинидов в диапазоне энергий гамма-квантов сотен МэВ, для которого с 1980-х годов известно о расхождении экспериментальных и теоретических значений. Сбор идей для дальнейших экспериментов продолжается. В ближайшее время предстоит более подробно проработать отдельные узлы установки, оптимизировать ее параметры и спроектировать детектор для первых экспериментов.

5. БЛАГОДАРНОСТИ

Коллектив авторов выражает благодарность А.И. Мильштейну и другим сотрудникам ИЯФ СО РАН, а также В.Г. Сербо (ИМ СО РАН) и В.Г. Недорезову (ИЯИ РАН) за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Baranov G.N. et al.* // Sib. J. Phys. 2020. V. 15. No. 1. P. 5. [in Russian].
2. *Kezerashvili G.Ya. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. 1998. V. 145. Nos. 1–2. P. 40.
3. *Abakumova E.V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 140402.
4. *Vainer Y.A. et al.* // J. Surf. Invest. 2020. V. 14. P. 124.
5. *Weller H.R. et al.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 2009. V. 62. No. 1. P. 257.
6. *Nakano T. et al.* // Nucl. Phys. A. 2001. V. 684. P. 71.
7. *Bocquet J.P. et al.* // Nucl. Phys. A. 1997. V. 622. Nos. 1–2. P. c124.
8. *Dowell D.H. et al.* // Progress Rep. No. BNL-3898. 1986.
9. *Terranova M.L. et al.* // J. Phys. G. 1996. V. 22. P. 511.
10. *Tavares O.A.P. et al.* // J. Phys. G. 1999. V. 25. P. 1979.
11. *Akhmadaliev Sh.Zh. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 061802.
12. *Akhmadaliev Sh.Zh. et al.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 2844.
13. *Aulchenko V.M. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1997. V. 394. Nos. 1–2. P. 35.
14. *Ikeda H. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2000. V. 441. No. 3. P. 401.
15. *Kazakov A.A. et al.* // JETP Lett. 1984. V. 40. No. 10. P. 1271.
16. *Sanabria J.C. et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. P. 034604.
17. *Cetina C. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 044622.

Project for a Compton Photon Source with an Energy up to 2500 MeV at the SKIF Synchrotron Radiation Facility

V. V. Kaminskiy^{1, 2, *}, O. I. Meshkov^{1, 2}, and N. Yu. Muchnoi^{1, 2}

¹*Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences (BINP SB RAS), 11 Acad. Lavrentieva Ave., Novosibirsk, 630090 Russia*

²*Novosibirsk State University (NSU), 2 Pirogova Str., Novosibirsk, 630090 Russia*

**e-mail: V.V.Kaminskiy@inp.nsk.su*

Received June 9, 2021; revised June 16, 2021; accepted August 13, 2021

In this paper, we describe the project of a photon source with energies up to 2500 MeV at the SKIF synchrotron facility (under construction in Novosibirsk). It is intended for experiments on photonuclear reactions, nonlinear QED, EM detector calibration and other applications. A polarized photon beam with a flux of 10^6 – 10^8 Hz (in full spectrum) is produced using Compton backscattering (or inverse scattering) of IR, visible, and UV laser radiation, as well as the UV band of its own synchrotron radiation, on the SKIF electron beam (15 kHz). Spectrum monochromatization with collimators or/and tagging system by recoil electrons is possible. The discrepancy between experimental and theoretical photofission cross sections of actinide nuclei in a photon energy range of hundreds of MeV has been known since the 1980s, so it is proposed to study these cross sections in the first series of experiments..

Keywords: Compton backscattering, synchrotron, photonuclear reactions